Untersuchungen des Vanadium-52-Zerfalls

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Vorgelegt von
Hans Georg Eckert
aus Baden-Baden

Göttingen 1964

D 7

Referent: Professor Dr. A. Flammersfeld

Korreferent: Professor Dr. R. Hilsch

Tag der mündlichen Prüfung: 15. Mai 1964

Zeitschrift für Physik 181, 401—412 (1964)

Aus dem II. Physikalischen Institut der Universität Göttingen

Untersuchung des Vanadium-52-Zerfalls

Von

HANS GEORG ECKERT

Mit 4 Figuren im Text

(Eingegangen am 3. August 1964)

The γ-rays of the decay of V^{52} were investigated with NaJ crystals and γ-γ-cascades had been sought for by a fast-slow coincidence circuit. Three γ-transitions of energy $\gamma_1 = 0{,}935$ (0,14%), $\gamma_2 = 1{,}331$ (0,9%), $\gamma_3 = 1{,}531$ MeV (0,16%), respectively, in coincidence with the 1,434 MeV transition could be detected. It is concluded that there are four branches of V^{52} β-decay: $\beta_0 = 2{,}47$ MeV (98,8%, log $ft = 5{,}1$), $\beta_1 = 1{,}53$ MeV (0,14%, log $ft = 7{,}0$), $\beta_2 = 1{,}14$ MeV (0,9%, log $ft = 5{,}7$), $\beta_3 = 0{,}94$ MeV (0,16%, log $ft = 6{,}1$). Spin and parity of V^{52} ground level is concluded to be $3+$.

1. Einleitung

In den letzten Jahren wurden mehrere theoretische Arbeiten über *gg*-Kerne in der Gegend der $f_{\frac{7}{2}}$ Schale (N oder Z von 20 bis 28) veröffentlicht. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind bisher, ob sie vom Schalen-[1–6] oder auch vom Kollektivmodell[7,8] des Kerns ausgingen, erst teilweise vom Experiment nachgeprüft worden. Zu den in diesem Zusammenhang betrachteten Kernen gehört auch der Kern des Cr^{52}_{28}, der insofern besonders interessant ist, als er außerhalb der abgeschlossenen $1d_{\frac{3}{2}}$-Schale vier $f_{\frac{7}{2}}$-Protonen enthält, wobei die $1f_{\frac{7}{2}}$-Neutronenschale mit $N = 28$ abgeschlossen ist. In Fig. 1 ist das Niveauschema des Cr^{52} und der Zerfall der Nachbarkerne V^{52} und Mn^{52} aufgezeichnet, wie sie zu Beginn dieser Arbeit bekannt waren. Die Darstellung ist der Zusammenstellung in den Nuclear Data Sheets[9] entnommen und beruht im wesentlichen auf Angaben, die durch Kernreaktionsexperimente und durch die Untersuchung des Zerfalls des Mn^{52} und Mn^{52m} gewonnen worden sind.

[1] FORD, K.W., and C. LEVINSON: Phys. Rev. **100**, 13 (1955).

[2] TALMI, I.: Phys. Rev. **107**, 326 (1957).

[3] EDMONDS, A.R., and B.H. FLOWERS: Proc. Roy. Soc. (London) A **215**, 120 (1952).

[4] TALMI, I.: Phys. Rev. **126**, 1096 (1962).

[5] KOMODA, T.: Nuclear Phys. **43**, 156 (1963).

[6] KOMODA, T.: Nuclear Phys. **51**, 234 (1964).

[7] RAZ, B.J.: Phys. Rev. **114**, 1116 (1959).

[8] KISSLINGER, L.S., and R.A. SORENSEN: Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-fys. Medd. **32**, No. 9 (1960).

[9] Nuclear Data Sheets, Vol. 5, Set 3, May 1963. National Academy of Sciences — National Research Council.

Die Energien des Niveaus bei 1,434, 2,370, 2,648, 2,766, 2,965 und 3,161 MeV wurden in einer Arbeit von MAZARI et al.[10] gemessen, in der der $Cr^{52}(p, p')\,Cr^{52}$- und $Mn^{55}(p, \alpha)\,Cr^{52}$-Prozeß untersucht wurde. Die Niveaus bei 3,112, 3,614 und 3,83 MeV sind von WILSON et al.[11] durch

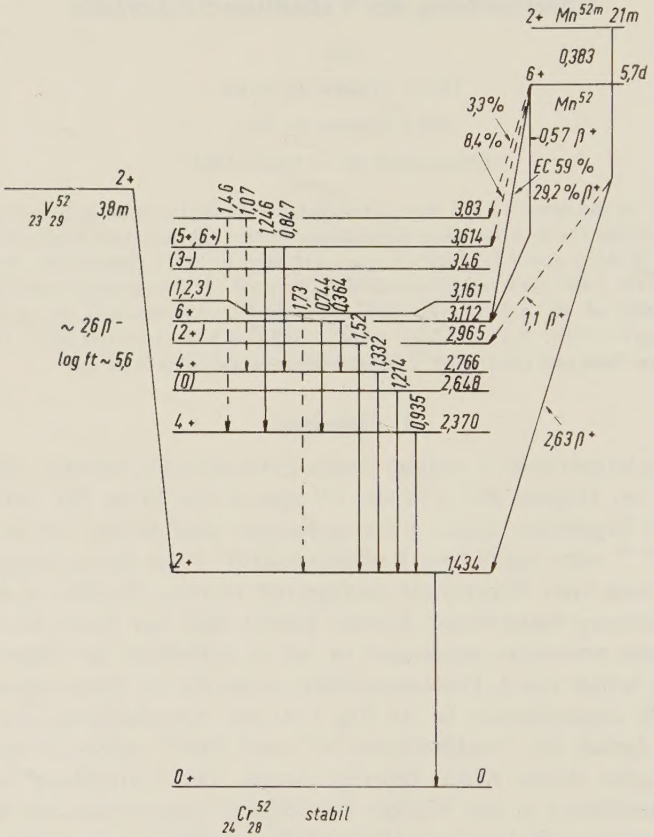

Fig. 1. Das Niveauschema des Cr^{52}, der Zerfall des Mn^{52} und Mn^{52m} nach WILSON et al.[11] und des V^{52} nach LE BLANC et al.[12]. Die Darstellung ist den Nuclear Data Sheets[9] entnommen und stellt den Stand zu Beginn der vorliegenden Arbeit dar

Messungen des β^+-Zerfalls des Mn^{52} mit Szintillationsspektrometern und einem magnetischen Betaspektrometer gefunden worden.

Das Nachbarisotop V^{52}_{29} ist instabil und erleidet mit der Halbwertszeit $T_{\frac{1}{2}} = 3{,}8$ min[12] einen β^--Zerfall zum Cr^{52}. Die Maximalenergie dieses β^--Zerfalls beträgt nach einer neueren Messung von MEGLI und

[10] MAZARI, M., W.W. BUECHNER, and A. SPERDUTO: Phys. Rev. **107**, 1383 (1957).

[11] WILSON, R.R., A.A. BARTLETT, J.J. KRAUSHAAR, J.D. MCCULLEN, and R.A. RISTINEN: Phys. Rev. **125**, 1655 (1962).

[12] KOESTER, L.: Z. Naturforsch. **9**a, 104 (1954). Vgl. auch[13].

THWAITES[13] $E_0 = 2{,}47$ MeV. Dieser Zerfall ist bisher wenig untersucht worden und konnte daher auch nicht in die Diskussion um das Niveauschema des Cr^{52} miteinbezogen werden.

LE BLANC et al.[14] maßen mit einem Szintillationsspektrometer die γ-Strahlung, die nach dem β^--Zerfall auftritt; sie konnten nur eine γ-Linie bei $(1{,}44 \pm 0{,}02)$ MeV feststellen. Weiterhin schlossen diese Autoren aus dem Vergleich der in Koinzidenz und ohne Koinzidenz mit den 1,4 MeV-Quanten nach der Absorptionsmethode gemessenen β^--Spektren des V^{52}, daß durch die „meisten, wenn nicht alle" Zerfälle das 1,4 MeV-Niveau des Cr^{52} erreicht wird.

Der Spin des Grundzustandes des V^{52} ist durch Winkelkorrelationsmessungen bei $V^{51}(d, p)\,V^{52}$-Prozessen von verschiedenen Autoren[15–17] untersucht worden. Übereinstimmend ergab sich dabei aus der Winkelverteilung der Protonen der Drehimpuls des eingefangenen Neutrons zu $l_n = 1$. Nach den Vorstellungen des Schalenmodells befindet sich also im Grundzustand des V^{52} das 29te Neutron in der $1p_{\frac{3}{2}}$-Schale, und es ergibt sich zusammen mit dem Spin des unpaarigen 23ten Protons in der $1f_{\frac{7}{2}}$-Schale ein resultierender Gesamtspin J von $2 \leqq J \leqq 5$. Da der Grundzustand des V^{52} durch einen erlaubten β^--Zerfall zum 1,43 MeV-Niveau des Cr^{52} zerfällt, das Spin und Parität $2+$ besitzt, und da β^--Übergänge zu Niveaus des Cr^{52} mit höherem Spin bisher nicht beobachtet werden konnten, schlossen die Autoren der Nuclear Data Sheets[9] auf den Spin 2 für den Grundzustand des V^{52}, obwohl durch die Nordheim-Regel[18] für *uu*-Kerne ein Spin $J > 2$ vorausgesagt wird.

Da aus dem Verzweigungsverhältnis des V^{52}-Betazerfalls und der Ermittlung der dabei erreichten Cr^{52}-Niveaus evtl. Rückschlüsse auf Spin und Parität der beteiligten Zustände gezogen werden können, schien es wichtig, den β^--Zerfall des V^{52} genauer zu untersuchen.

2. Präparat und Apparatur

Das Präparat bestand aus 150 mg Vanadiumpulver, das in natürlichem Isotopengemisch vorlag, in einer Kapsel aus Plexiglas. Es wurde nach der Reaktion $V^{51}(n, \gamma)\,V^{52}$ mit thermischen Neutronen aktiviert, die durch einen $Be^9(d, n)\,B^{10}$ Prozeß im 1 MeV-Kaskadengenerator des

[13] MEGLI, D.G., and T.T. THWAITES: Nuclear Phys. **46**, 233 (1962).

[14] LE BLANC, J.M., J.M. CORK, S.B. BURSON, and W.C. JORDAN: Phys. Rev. **93**, 1124 (1954).

[15] EL BEDEWI, F.A., and S. TADROS: Nuclear Phys. **8**, 71 (1958).

[16] DALTON, A.W., A. KIRK, G. PARRY, and H.D. SCOTT: Proc. Phys. Soc. (London) **75**, 95 (1960).

[17] ENGE, A.H., W.W. BUECHNER, and J.H. WOJTASZEK jr.: Bull. Am. Phys. Soc. **5**, 249 (1960).

[18] NORDHEIM, L.A.: Rev. Mod. Phys. **23**, 322 (1951).

Instituts nach Abbremsung in Paraffin erzeugt wurden. Störende Aktivitäten konnten nicht beobachtet werden.

Das Spektrometer bestand aus zwei zylindrischen NaJ-Kristallen der Größen $8{,}5 \times 8{,}5$ cm und 10×10 cm, die sich im Abstand von 5 cm unter einem Winkel von 180° gegenüberstanden, zwei Photomultipliern, einer üblichen Schnell-Langsam-Koinzidenzapparatur und einem 256-Kanaldiskriminator. Die Auflösungszeit der schnellen Koinzidenzstufe betrug $\tau = 10$ nsec. Mit einer bereits früher beschriebenen Stabilisierungsvorrichtung[19] konnte die Verstärkung der Multiplier besser als bis auf 0,5% bei 24 Std Meßdauer konstant gehalten werden. Auch die Verstärkungsänderung der Multiplier infolge der Verwendung von Präparaten stark wechselnder Aktivität ließen sich besser als auf 0,5% ausregeln. Die zufälligen Koinzidenzen wurden gemessen, indem die Impulse für den einen Kanal der schnellen Koinzidenzstufe um 150 nsec verzögert wurden. Diese Verzögerung wurde während der Messung automatisch alle 10 sec ein- und ausgeschaltet, so daß etwa während der ersten 10 sec allein zufällige Koinzidenzen registriert wurden und während der nächsten 10 sec wahre plus zufällige Koinzidenzen, usw. Gleichzeitig wurde das Gedächtnis des 256-Kanaldiskriminators so gesteuert, daß die wahren plus zufälligen Koinzidenzen in den Kanälen 0—128 und die zufälligen Koinzidenzen in den Kanälen 128—256 registriert wurden.

Es wurde mit zwei gleichen Präparaten gearbeitet. Während der Bestrahlungsdauer des einen Präparates wurde das andere gemessen und umgekehrt. Das Auswechseln der beiden Präparate übernahm eine Rohrpostanlage, die gleichzeitig das eine Präparat vom Bestrahlungsort zum Meßplatz und das andere in umgekehrter Richtung befördern konnte. Der Wechsel der beiden Präparate dauerte 1,5 sec. Die Steuerung der Rohrpostanlage erfolgte parallel zu der oben erwähnten Anlage zur Bestimmung der zufälligen Koinzidenzen. Bestrahlungs- bzw. Meßdauer betrug jeweils 110 sec. Sie war deshalb zu einem ungeraden Vielfachen von 10 sec gewählt worden, um zu erreichen, daß bei dem einen Präparat nach seinem Eintreffen am Meßplatz zuerst wahre plus zufällige Koinzidenzen gemessen wurden, und bei dem anderen zuerst zufällige Koinzidenzen allein. Die Photonachweiswahrscheinlichkeit für γ-Strahlung in den beiden NaJ-Kristallen wurde gemessen mit Standardpräparaten bei den Energien 0,511 MeV (Na^{22}), 0,662 MeV (Cs^{137}), 1,173 MeV (Co^{60}), 1,274 MeV (Na^{22}) und 1,332 MeV (Co^{60}).

3. Messungen

Die Dauer der Koinzidenzmessung betrug 1920 min, die sich auf 17 Einzelmessungen zu je 100 bis 120 min verteilten. Nach jeder Einzelmessung wurde geeicht und die Verstärkung überprüft. Drei Messungen,

[19] HAUPT, W.: Z. Physik (im Druck).

bei denen sich die Verstärkung um mehr als 0,3% während der Messung geändert hatte, wurden nicht ausgewertet. Während der Zeit von 1920 min wurden die beiden Präparate zusammen insgesamt 1000 mal bestrahlt und gemessen.

Durch das Fenster eines Einkanaldiskriminators im langsamen Zweig der Schnell-Langsam-Koinzidenzapparatur wurden γ-Quanten der Energie

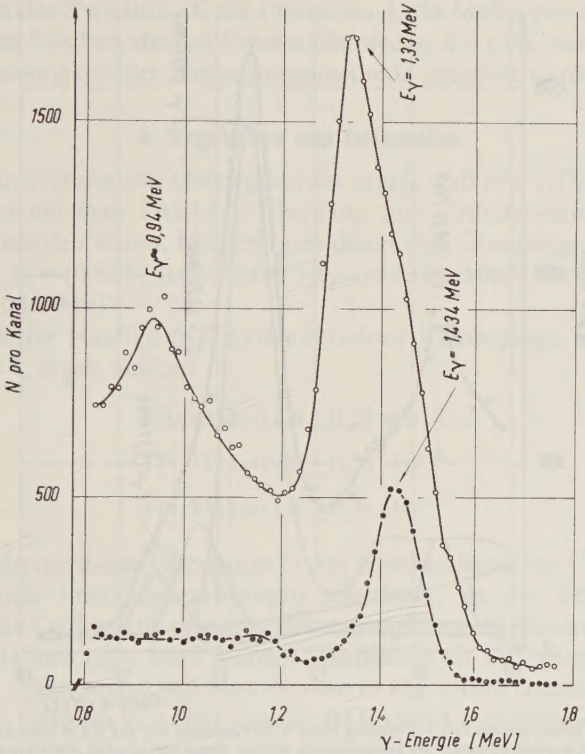

Fig. 2. γ-Spektrum eines V^{52}-Präparates, gemessen in Koinzidenz mit der 1,434 MeV-Linie des Übergangs $V^{52} \rightarrow Cr^{52}$. Offene Kreise: Summe der wahren plus zufälligen Koinzidenzen. Geschlossene Kreise: zufällige Koinzidenzen allein

$1{,}384 \leqq E \leqq 1{,}484$ zur Koinzidenz zugelassen. Das in Koinzidenz mit diesen γ-Quanten auftretende Spektrum wurde von einer apparativ bedingten Energie von 0,2 MeV bis zu der Energie 1,8 MeV gemessen. Das Ergebnis dieser Messung ist in Fig. 2 aufgezeichnet. Die offenen Kreise stellen die Meßpunkte für die zufälligen plus wahren Koinzidenzen dar, die geschlossenen Kreise die Meßpunkte für die zufälligen Koinzidenzen allein. Die relative Halbwertsbreite der durch zufällige Koinzidenzen erzeugten 1,43 MeV-Linie ist dieselbe wie die einer direkt gemessenen Linie dieser Energie, nämlich $(8{,}25 \pm 0{,}05)\%$, außerdem liegt diese Linie exakt bei $E_\gamma = (1{,}434 \pm 0{,}002)$ MeV.

Zur Auswertung des Meßergebnisses wurden die beiden Spektren in Fig. 2 Kanal für Kanal voneinander abgezogen; die Differenz bildete das Spektrum der wahren Koinzidenzen. Dies ist dargestellt durch die in Fig. 3 gezeichneten Punkte. Die durch die Punkte gelegte Kurve ist die Summe der vier unterlegten Spektren und des Untergrundes. Die Auflösung in die einzelnen Linien wurde gewonnen, indem mit Hilfe einer

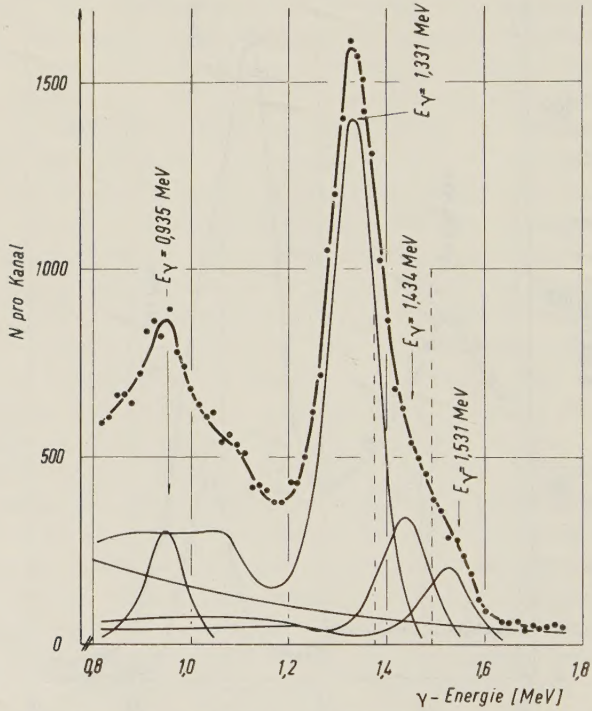

Fig. 3. Wahre Koinzidenzen von γ-Strahlung eines V^{52}-Präparates mit der 1,434 MeV-Linie des Übergangs $Cr^{52} \rightarrow V^{52}$, dargestellt durch die geschlossenen Kreise. Diese entsprechen der Kanal für Kanal gebildeten Differenz der beiden in Fig. 2 gezeigten Spektren. Die durch die Punkte führende Kurve ist die Summe der vier unterlegten Spektren und des Untergrundes. Die aufgelösten Linien liegen bei $E_\gamma = 0{,}935$, $E_\gamma = 1{,}331$, $E_\gamma = 1{,}434$ und $E_\gamma = 1{,}531$ MeV. Die Lage des durch den Einkanaldiskriminator definierten Fensters ist durch die senkrechten gestrichelten Geraden angedeutet

halblogarithmischen Darstellung des gemessenen Spektrums und der für die betreffenden Energien charakteristischen Linien diese vom Spektrum abgezogen wurden. Beginnend mit der höchsten Energie wurde dieses Verfahren bei Variation der Intensität der einzelnen Linien solange wiederholt, bis die Summe der Linien mit ihrer Comptonverteilung und des Untergrundes dem nicht aufgelösten Spektrum optimal angepaßt war.

Die in Fig. 3 dargestellte Koinzidenzlinie bei 1,434 MeV stellt die wahren Koinzidenzen eines 1,434 MeV-Quantes mit einem 1,33 MeV-

oder 1,53 MeV-Quant oder auch einem Bremsquant dar, dessen Impuls in das Fenster des Einkanaldiskriminators gefallen ist. Infolgedessen sollte der Flächeninhalt der 1,434 MeV-Linie so groß sein wie die Summe der Flächen der Nachbarlinien und des Untergrundes, die sich im Energiegebiet erstrecken, den das Fenster überdeckt. Die Lage des Fensters ist in Fig. 3 durch die gestrichelten senkrechten Geraden angedeutet. Tatsächlich ist das Verhältnis K der Fläche der 1,434 MeV-Linie zur Summe der anderen Flächen, die das Fenster überdeckt, $K=1{,}08$, was als Beweis für die Genauigkeit der Auswertungsmethode gewertet werden kann.

4. Ergebnisse und Diskussion

Die Auswertung des Meßergebnisses ergab, daß drei γ-Übergänge in Koinzidenz mit dem 1,43 MeV-Übergang zum Grundzustand des Cr^{52} gemessen worden waren. Die Energien dieser drei Übergänge wurden ermittelt zu $E_1=(0{,}935\pm0{,}006)$ MeV, $E_2=(1{,}331\pm0{,}002)$ MeV und $E_3=(1{,}531\pm0{,}004)$ MeV.

Die relative Häufigkeit $T(E)$ der einzelnen γ-Übergänge, bezogen auf $T(1{,}434)=1$, ergab sich zu

$$T(0{,}935)=(1{,}4\pm0{,}2)\cdot10^{-3}$$

$$T(1{,}331)=(9{,}0\pm0{,}5)\cdot10^{-3}$$

$$T(1{,}531)=(1{,}6\pm0{,}3)\cdot10^{-3}.$$

Die Einordnung dieser Übergänge in das Niveauschema des Cr^{52} (Fig. 1) wurde durch Energiebetrachtungen erleichtert, da die Energien der Niveaus des Cr^{52} relativ genau bekannt sind. Die gefundenen Linien bei 0,935, 1,331 und 1,531 MeV wurden identifiziert als Übergänge von dem 2,370 bzw. 2,766 bzw. 2,965 MeV-Niveau in Fig. 1 zum ersten angeregten Niveau bei 1,434 MeV, womit sich für die beiden $4+$-Niveaus die Energie 2,369 bzw. 2,765 MeV ergibt (Fig. 4). Tabelle 1 zeigt die von anderen Autoren gemessenen Energien der Cr^{52}-Niveaus und zum Vergleich die Energien, die sich aus der Einordnung der in der vorliegenden Arbeit gefundenen Übergänge in das Niveauschema des Cr^{52} ergeben. Die Übereinstimmung scheint befriedigend zu sein und die Einordnung zu sichern.

Um aus der relativen Intensität der gemessenen γ-Übergänge im Cr^{52} auf das Verzweigungsverhältnis des V^{52}-β-Zerfalls schließen zu können, muß sichergestellt sein, daß die erreichten Cr^{52}-Niveaus nicht direkt in den Grundzustand zerfallen. Nach PRATT[20] wird bei angeregten Cr^{52}-Kernen γ-Strahlung der Energie $2{,}75\leqq E\leqq3{,}5$ MeV in weniger als 0,01% aller Zerfälle beobachtet. Auch VAN PATTER et al.[24], von denen genaue Messungen der Reaktion Cr^{52} $(n, n'\gamma)$ vorliegen, konnten mit Ausnahme

[20] Private Mitteilung unter 61Pr5 an die Autoren der Nuclear Data Sheets[9].

der 1,434 MeV-Strahlung keine Übergänge zum Grundniveau feststellen. Für die Niveaus bei 2,648, 2,965 und 3,161 MeV geben sie eine obere Grenze von 0,07 bzw. 0,03 bzw. 0,08 für das Verhältnis der Zahl der Zerfälle dieser Niveaus in den Grundzustand zur Zahl der Zerfälle in Kaskade mit dem 1,434 MeV-Niveau an. Im Hinblick auf diese Angaben wurde bei der Auswertung der vorliegenden Meßergebnisse die Annahme gemacht, daß die durch einen β-Zerfall des V^{52} erreichten Niveaus des Cr^{52} ausschließlich in Kaskade mit dem 1,434 MeV-Niveau zerfallen.

Tabelle 1. *Energieniveaus des Cr^{52} in keV nach verschiedenen Autoren*

HAUSMAN et al.[21] (p,p')	MAZARI et al.[10] KONIJN et al.[22] ⋆ (p,p'), (p,α)	KATOH et al.[23] (Mn^{52}, m)	WILSON et al.[11] (Mn^{52})	VAN PATTER et al.[24] (n,n')	MATSUDA[25] (p,p')	Vorliegende Arbeit (V^{52})
1450	1433±4	1434,7±0,8	1433,6±0,8	1430	1438	1434±1
2430	2368±8	2372,8±0,6	2368,7±1,3	2370	2371	2369±5
—	2648±8	—	2647,6±1,5	2650	2662	—
—	2767±8	—	2766,2±1,1	2770	2768	2765±2
2990	2965±8	—	—	2960	2963	2965±4
—	3109±7⋆	3119,6±0,5	3112,1±0,8	—	3117	—
—	3161±8	—	—	3160	3162	—
					3494	
3460	—	—	—	—	3432	—
3650	—	—	3613,8±8	—	3625	—
3800	—	—	3831,7±2,5	—	3767	—
					3926	

Weiterhin muß geprüft werden, ob eines der erreichten Cr^{52}-Niveaus in einer mehrfachen Kaskade zerfällt, wobei dann eine oder mehrere weitere γ-Linien in Koinzidenz mit der 1,434 MeV-Strahlung gemessen werden könnten. Eine Analyse der vorliegenden Messungen ergibt, daß eine Linie der Energie $0{,}3 \leqq E \leqq 0{,}6$ MeV in weniger als 0,05% aller Zerfälle auftritt und eine Linie der Energie $0{,}6 \leqq E \leqq 1{,}8$ MeV in weniger als 0,02% aller Zerfälle, von den drei Übergängen bei 0,935, 1,331 und 1,531 MeV abgesehen.

Es schien aus diesem Grunde erlaubt, das Verzweigungsverhältnis des β-Zerfalls des V^{52} direkt aus den gemessenen relativen Intensitäten der einzelnen γ-Übergänge zu entnehmen. Dies ist in Tabelle 2 dargestellt

[21] HAUSMAN, H.J., A.J. ALLEN, J.S. ARTHUR, R.S. BENDER, and C.J. MCDOLE: Phys. Rev. **88**, 1296 (1952).

[22] KONIJN, J., B. VAN NOVIJN and H.L. HAGEDORN: Physica **24**, 377 (1958).

[23] KATOH, T., M. NOZAWA, Y. YOSHIZAWA, and Y. KOH: J. Phys. Soc. Japan **15**, 2140 (1960).

[24] VAN PATTER, D.M., N. NATH, S.M. SHAFROTH, S.S. MALIK, and M.A. ROTHMAN: Phys. Rev. **128**, 1246 (1962).

[25] MATSUDA, K.: Nuclear Phys. **33**, 536 (1962).

durch die Angabe der relativen Häufigkeit $B(E)$ der β-Zerfälle des V^{52} zu den einzelnen Niveaus der Energie E des Cr^{52}. Die außerdem aufgeführten log ft-Werte für die einzelnen β-Zweige sind aus den Verzweigungsverhältnissen und dem Moszkowski-Diagramm[26] ausgerechnet.

In Fig. 4 sind in einem revidierten Zerfallsschema des V^{52} die neu gefundenen Zweige des β-Zerfalls und die entsprechenden γ-Übergänge im Cr^{52} eingezeichnet. Die von MATSUDA[25] durch (p, p')-Streuexperimente gefundenen Niveaus über 3 MeV sind der Übersichtlichkeit halber nicht mitaufgeführt (vgl. Tabelle 1).

Tabelle 2. *Relative Häufigkeit* (BE) *der* β^-*-Zerfälle des* V^{52} *zum Niveau der Energie* E *des* Cr^{52} *und der* log ft*-Wert der einzelnen Zerfälle*

E MeV	$B(E)$ in %	log ft
1,434	98,8	5,1
2,369	0,14±0,02	7,0
2,648	<0,02	>7,6
2,765	0,9±0,05	5,7
2,965	0,16±0,03	6,1
3,161	<0,06	>6,1

Die auffällige Tatsache, daß die beiden 4+-Niveaus bei 2,765 und 2,369 MeV durch einen partiellen β^--Übergang mit den log ft-Werten 5,7 und 7,0 erreicht werden, spricht dafür, für den Grundzustand des V^{52} nicht Spin und Parität 2+, sondern 3+ anzunehmen. Zwar ist der Wert log $ft=7{,}0$ für den β_1-Übergang zu dem 2,369 MeV-Niveau etwas hoch für einen erlaubten β^--Zerfall, doch kann er eher zu einem erlaubten als zu einem zweifach verbotenen β^--Zerfall gehören. Spin und Parität 4+ für das 2,369 MeV-Niveau ist durch eine Reihe von Experimenten gesichert, so z. B. durch die Untersuchung der Anisotropie der γ-Strahlung ausgerichteter Mn^{52}-Kerne bei tiefen Temperaturen von HUISKAMP et al.[27] durch (p, p')-Winkelkorrelationsmessungen von MATSUDA[25], durch γ-γ-Winkelkorrelationsmessungen von KATOH et al.[23] und durch die Bestimmung des Konversionskoeffizienten von KEISTER[28] und WILSON et al.[11] beim 0,935 MeV-Übergang zum 1,434 MeV-Niveau.

Über Spin und Parität des 2,648 MeV-Niveaus konnten bis heute keine genauen Aussagen gemacht werden. VAN PATTER et al., die einen ausführlichen Bericht über den Vergleich der gemessenen und der unter Verwendung der Hauser-Feshbach-Theorie berechneten Wirkungsquerschnitte für die $Cr^{52}(n, n'\gamma)$-Reaktion geben, zeigen, daß sich die beste Übereinstimmung von Theorie und Experiment ergibt, wenn dem 2,648 MeV-Niveau Spin und Parität 0+ zugeordnet wird. Dagegen erhalten sie eine extrem schlechte Übereinstimmung für die Annahme, daß das 2,648 MeV-Niveau den von WILSON et al.[11] vermuteten Spin 2 und Parität + besitzt. Auch der aus den Ergebnissen der vorliegenden

[26] MOSZKOWSKI, S. A.: Phys. Rev. **82**, 35 (1951).

[27] HUISKAMP, W. J., M. J. STEENLAND, A. R. MIEDEMA, H. A. TOLHOEK and C. J. GORTER: Physica **22**, 587 (1956).

[28] KEISTER, G. L.: Phys. Rev. **96**, 855 A (1954).

Arbeit nach unten abgeschätzte Wert $\log ft \geqq 7{,}6$ für einen β^--Zerfall des V^{52} zu dem 2,648 MeV-Niveau spricht gegen Spin und Parität 2+, nicht aber gegen 0+.

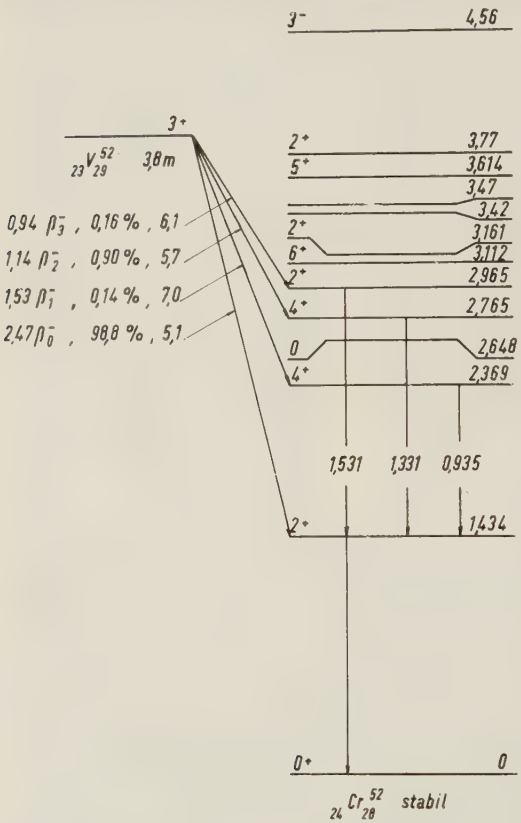

Fig. 4. Revidiertes Zerfallsschema des V^{52}. Die Maximalenergie E_0 des V^{52}-Zerfalls ist nach MEGLI und THWAITES[13] $E_0 = 2{,}47$ MeV. Spin und Parität des V^{52}-Grundniveaus sind nach den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit 3+. Mit Ausnahme der eingezeichneten β-Übergänge wird kein weiteres Niveau des Cr^{52} in mehr als 0,05% aller Zerfälle des V^{52} erreicht. Der Übersichtlichkeit halber sind oberhalb 3 MeV im Niveauschema des Cr^{52} nicht alle bekannten Niveaus eingezeichnet. Das 3^--Oktupol-Niveau des Cr^{52} liegt nach Messungen von MATSUDA[24] und ROBERSON und FUNSTEN[25] bei 4,56 MeV

Aus ihren $Cr^{52}(n, n'\gamma)$-Messungen folgern VAN PATTER et al., daß der Spin des 2,765 MeV-Niveaus größer oder $=4$ sein muß. Aus den Messungen von WILSON et al. geht ferner hervor, daß bei Berücksichtigung der γ-Übergänge zu und von diesem Niveau (vgl. Fig. 1) nur Spin und Parität 4+ möglich ist. Diese Zuordnung wird durch das Ergebnis der vorliegenden Messungen gestützt. Es wird dabei angenommen, daß das 2,765 MeV-Niveau durch einen erlaubten β-Zerfall (β_2, $\log ft = 5{,}7$) des 3+-Grundniveaus des V^{52} erreicht wird.

Das 2,965 MeV-Niveau besitzt nach VAN PATTER Spin und Parität 1− oder 2±. Der Wert von $\log ft = 6{,}1$ des in der vorliegenden Arbeit gefundenen β_3-Übergangs zu diesem Niveau schließt Spin 1 aus. Wie VAN PATTER et al. zeigen, läßt der Vergleich mit benachbarten *gg*-Kernen auf eine positive Parität schließen, so daß die nun wahrscheinlichste Zuordnung von Spin und Parität 2+ ist.

Das 3,161- MeV-Niveau hat nach VAN PATTER et al. ebenfalls einen niedrigen Spin, und zwar stehen zur Auswahl 1±, 2± und weniger wahrscheinlich 3−. KATOH et al.[23] schließen aus ihren Messungen des Mn^{52m}-Zerfalls auf den Spin 3 oder 4. In einer neueren Messung von

ROBERSON und FUNSTEN[29], die mit einem doppelt fokussierenden Magnetspektrometer die Winkelverteilung der Protonen bei der $Cr^{52}(p, p')$-Reaktion untersuchten, deutet die Analyse des Meßergebnisses auf Spin und Parität 2+.

Aus den vorliegenden Messungen kann entnommen werden, daß das 3,161 MeV-Niveau in weniger als 0,03% aller V^{52}-β^--Zerfälle erreicht wird, vorausgesetzt, daß es nur in Kaskade mit dem 1,434 MeV-Niveau zerfällt. Zweifellos besteht aber die Möglichkeit, daß beim Zerfall des 3,161 MeV-Niveaus erst ein Zwischenniveau bei 2,965, 2,765 oder 2,369 MeV erreicht wird, das dann erst in Kaskade mit dem 1,434 MeV-Niveau zerfällt. Dabei sollte schwache γ-Strahlung von 0,196, 0,396 oder 0,796 MeV auftreten. Der erste Fall kann aus den Ergebnissen der vorliegenden Messung nicht ausgeschlossen werden, da die Nachweisgrenze der schnellen Koinzidenzstufe für γ-Energien kleiner als 0,25 MeV durch Zählverluste stark absinkt. Die Wahrscheinlichkeit dagegen, daß bei einem β-Zerfall des V^{52} ein 0,396 bzw. 0,796 MeV-Quant auftritt, kann auf Grund der vorliegenden Messungen mit kleiner als 0,05% angegeben werden. Mit einer unteren Grenze von 0,06% errechnet sich für den β-Zerfall zu dem 3,16 MeV-Niveau ein $\log ft$-Wert von größer als 6,1. Mit dieser unteren Grenze des $\log ft$-Wertes läßt sich kein Spin für das 3,16 MeV-Niveau ausschließen.

Eine entsprechende Betrachtung wie für das 3,161 MeV-Niveau läßt sich für die höher liegenden Niveaus anstellen. Obwohl bei den vorliegenden Messungen keine Anzeichen dafür gefunden wurden, daß eines dieser Niveaus durch einen β-Zerfall erreicht wird, liegt doch die Grenze für den Nachweis eines solchen Zerfalls mit ca. 0,01% hier so hoch, daß wegen der geringen Zerfallsenergie mit nach unten abgeschätzten $\log ft$-Werten keine Hinweise auf Spin und Parität dieser Niveaus mehr erhalten werden konnten.

Nach Abschluß der vorliegenden Arbeit erschien eine Veröffentlichung von MALSMKOG[30], in der ebenfalls die γ-Strahlung des V^{52}-Zerfalls untersucht wurde. MALSMKOG hat mit einer Schnell-Langsam-Koinzidenzapparatur drei γ-Übergänge in Koinzidenz mit der 1,434 MeV-Strahlung gemessen, und zwar mit der Energie $E_1 = 1{,}21$ MeV (0,29 $\pm$0,06%), $E_2 = 1{,}53$ MeV (0,53 $\pm$ 0,04%) und $E_3 = 1{,}73$ MeV ($<$0,05%). Dieses Ergebnis steht zum Teil im Widerspruch zu den Ergebnissen der vorliegenden Messungen.

Bei MALMSKOG wurde die Anzahl der wahren Koinzidenzen gemessen, indem das vom Zeit-Impulshöhen-Wandler der schnellen Koinzidenzstufe gelieferte Spektrum aufgenommen wurde, wobei durch zwei Fenster im langsamen Zweig der Koinzidenzapparatur gewährleistet wurde, daß nur

[29] ROBERSON, N.R., and H.O. FUNSTEN: Bull. Am. Soc. **8**, No. 4, 367 (1963).
[30] MALMSKOG, S.: Nuclear Phys. **49**, 239 (1963).

die Koinzidenzen von Quanten bestimmter Energie, etwa 1,43 und 1,53 MeV, registriert wurden. Die wahren Koinzidenzen ließen sich dann als Linie im Zeit-Impulshöhen-Spektrum erkennen.

Mit dieser Meßmethode wurde eine obere Grenze für die Intensität der $E_3 = 1{,}73$ MeV-Strahlung von 0,05% der Intensität der 1,43 MeV-Strahlung bestimmt. Dieses Ergebnis steht nicht im Widerspruch zu dem der vorliegenden Arbeit, welches als obere Grenze dieses Verhältnisses 0,03% ergibt.

Das von MALMSKOG gemessene relative Verhältnis der Intensität der $E_2 = 1{,}53$ MeV-Strahlung ist mit $(0{,}53 \pm 0{,}04)$% etwa das Dreifache des in der vorliegenden Arbeit mit $(0{,}16 \pm 0{,}03)$% bestimmten Verhältnisses.

Für die von MALMSKOG gefundene Linie bei $E_1 = 1{,}21$ MeV konnten hier keine Anzeichen gefunden werden. Es läßt sich den vorliegenden Messungen entnehmen, daß der 1,21 MeV-Übergang in höchstens 0,02% aller Zerfälle beobachtet wurde.

MALMSKOG ordnet die 1,21 MeV-Linie dem Übergang vom 2,648 MeV-Niveau zum 1,434 MeV-Niveau zu. Das 2,648 MeV-Niveau besitzt, wie auch MALMSKOG zeigt, sehr wahrscheinlich Spin und Parität $0+$. Da dann dieses Niveau nicht merklich durch einen β-Zerfall des V^{52} direkt erreicht werden kann, müßte der gemessene 1,21 MeV-Übergang Teil einer Kaskade sein, mit der ein höher liegendes Niveau zerfällt. MALMSKOG nimmt an, daß dies das 3,16 MeV-Niveau ist, welches durch einen β-Zerfall direkt bevölkert wird und dann unter Aussendung eines 0,513 MeV-Quantes in das 2,648 MeV-Niveau zerfällt. Die somit auftretende 0,513 MeV-Strahlung konnte MALMSKOG allerdings nicht in Koinzidenz mit dem 1,43 oder 1,21 MeV-Übergang nachweisen. Aus den vorliegenden Messungen geht hervor, daß 0,513 MeV-Strahlung in Koinzidenz mit dem 1,434 MeV-Übergang in weniger als 0,05% aller Zerfälle auftritt.

Herrn Professor Dr. A. FLAMMERSFELD danke ich herzlich für die Anregung und ständige Förderung dieser Arbeit. Dem Niedersächsischen Kultusministerium und dem Bundesministerium für Atomkernenergie gebührt Dank für zusätzliche Mittel.

Lebenslauf

Hans Georg Eckert

geboren am:	15. Januar 1936
in:	Stuttgart
Schulen:	1942 bis 1946: Volksschule in Stuttgart
	1946 bis 1949: Johannes Kepler-Gymnasium in Stuttgart
	1949 bis 1955: Humanistisches Gymnasium Hohenbaden in Baden-Baden
Studium:	1955 bis 1958: Physik an der Universität Heidelberg
	1958 bis 1964: Physik an der Universität Göttingen
Prüfungen:	1955 Abitur
	1958 Vordiplom in Physik
	1961 Hauptdiplom in Physik Prüfungsfächer: Experimentalphysik, Theoretische Physik, angewandte Physik (Elektronische Schwingungserzeugung), Chemie. Thema der Diplomarbeit: „Durch Elektronen eines P^{32} Präparates in Be, Al, S, Cu, Se, Sn und Pb erzeugte Bremsstrahlung"
	1964 Promotion zum Dr. rer. nat. Prüfungsfächer: Experimentalphysik, angewandte Physik, Chemie Thema der Doktorarbeit: „Untersuchung des V^{52} Zerfalls"
Berufsweg:	1961 bis 1962: Assistententätigkeit im physikalischen Praktikum für Mediziner
	1962 bis heute: Assistententätigkeit im physikalischen Praktikum für Naturwissenschaftler am II. Physikalischen Institut der Universität Göttingen